Physik.

Die Messung der Gamma-Strahlen des Radiums in r-Einheiten.

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der
philosophischen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn.

Von
FRITZ SCHRAMM
aus Sobernheim.

1936

DISSERTATIONS-VERLAG G. H. NOLTE DÜSSELDORF

Berichterstatter: Prof. Dr. L. Grebe.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

EINLEITUNG.

Seit der Einführung der internationalen r-Einheit für die Dosis der Röntgenstrahlen (Intern. Radiologenkongreß in Stockholm 1928) kann die Frage der Dosierung der Röntgenstrahlen in der Therapie als gelöst angesehen werden. In der Radiumtherapie dagegen gibt es bis heute noch kein einheitliches Maß, mit dessen Hilfe die γ-Strahlen des Radiums dosiert werden können. Es sind zwar in der Praxis bereits mehrere Einheiten benutzt worden, denen aber allen irgendwelche Mängel anhaften, so daß diese Einheiten nur unter gewissen Voraussetzungen gebraucht werden dürfen. Daher tauchte die Frage auf, ob sich die Messung in r-Einheiten nicht auch auf das Gebiet der γ-Strahlen des Radiums übertragen ließe. Der Vorteil wäre ein doppelter. Erstens wäre die Dosierung der γ-Strahlen zurückgeführt auf eine Messung in absoluten CGS-Maßeinheiten. Zweitens machte man sich unabhängig von den Bedingungen des Radiumpräparats. Genau so ist es im Röntgengebiet, wo man nicht mehr die Betriebsbedingungen der Strahlenquelle (KV, MA, Filter, Antikathode, Entfernung usw.) zu kennen braucht, wo man heute vielmehr die Dosis bezw. die Dosisleistung an einer bestrahlten Stelle (z. B. im Gewebe) mißt.

Die γ-Strahlen des Radiums wurden bisher am häufigsten gemessen mittels der Einheit mgelh/cm (Milligramm-Radiumelement-Stunde in 1 cm Entfernung vom Präparat). Es sind bereits zahlreiche Versuche gemacht worden, diese Einheit mit der r-Einheit zu vergleichen und zwar teils von Physikern, zum Teil von Medizinern. Es wurde dabei so vorgegangen, daß stets gleiche Effekte gemessen wurden, die hervorgerufen waren einmal durch eine bestimmte, in r gemessene Dosis Röntgenstrahlen, im anderen Falle durch eine Anzahl mg Radiumelement in gewisser Entfernung und Zeit.

Die folgende Tabelle gibt eine Aufstellung einiger bisher für 1 mgelh/cm gefundenen r-Aequivalente, die entweder durch Messungen mit Ionisationskammern oder durch photometrische Messungen oder durch vergleichende Versuche mit biologischen Objekten ermittelt wurden.

Die r-Zahlen weichen alle erheblich voneinander ab. Zunächst sei einmal abgesehen von den über den Umweg der biologischen Reaktion gewonnenen Ergebnissen, die sehr viel tiefer liegen als die meisten mittels der Ionisationsmethode gemessenen Werte. Hier spielen Faktoren mit, die im Wesen der biologischen Vorgänge zu suchen sind. Von größtem Einfluß ist dabei der Zeitfaktor. Neuere diesbezügliche Untersuchungen liegen vor von Holthusen [13]), welcher findet, daß die normale HED ansteigt, wenn die Gesamtdosis in längerer Bestrahlungszeit, also bei geringerer Dosisleistung (r/min), verab-

Tabelle I.

Autor	Präparat bzw. Filter	1 mgelh/cm = r	Methode
Jona [1]	2,6 mm Messing	6,5	Wulfsches Ionometer mit Luftwändekammer
Glasser und Mautz [2]	Ra-Pack 4×4 cm 4 mm Messing, Radiumbromid-Präp. von 1,2 cm Länge $^1/_2$ mm Pt.	je nach der Entfernung 5–8,64	Condensatordosimeter mit luftäquivalenten Fingerhut- und Kugelkammern von verschiedener Größe
Braun [3]	1 mm Pt.	4,06	Schädigungsmessungen an anoxybiotischen Askariseiern, Herdlänge 1,5 cm
Mayneord [4]	$^1/_2$ mm Pt. Präp. 15 mm lang	9,2	Wilson-Elektroskop mit Mikro-Ionisationskammer aus Celluloid von 1 mm Wandstärke
		8,7	Theorethischer Wert
Neef [5]	Standardröhrchenpräp. von 2 cm Länge	4,4	Biol. Reaktion, Haut-Erythem-Dosis (HED)
Mayneord and Roberts [6]	1 mm Pb.	3,06	Fasskammer
	0,5 mm Pt.	8,3	Fingerhutkammer aus Graphit
Jaeger [7]	6 mm Pb.	7,35	Theoretischer Wert aus der Eveschen Konstanten
Failla und Henshaw [8]	2 mm Messing	2,16	Fasskammer
Friedrich, Zimmer u. Schulze [9]	Radium-u. Mesothor-Präp. in Pt.-Kugel von 4 mm ∅ und 0,1 mm Wandst.	11,4–11,5	Kugelkammer v. 4 mm Wandstärke in 15 cm Entfernung vom Präparat
	0,2 mm Pt.	11,2–11,3	
	0,3 mm Pt.	11,1–11,2	
	0,3 mm Pt. und 1,5 mm Messing	10,5–10,6	
	0,3 mm Pt. und 5 mm Pb.	7,96	
	0,3 mm Pt. und 6,3 mm Pb.	7,25–7,27	
Holthusen, H. [10]	0,5 mm Pt.	6,5	photometrisch
Kaye u. Binks [11]	0,5 mm Pt.	3,5	Fasskammer
		3,5	Kleinkammer von 0,1 mm Wandstärke in 30 cm Entfern.
		7,5	bei 3 mm Wandstärke
Murdoch u. Stahel [12]	1 mm Pt.	7,62	Kleinkammern von 3 mm Wandstärke
	0,5 mm Pt.	8,11	

folgt wird. Holthusen findet die Vermutung bestätigt, daß ein Unterschied in der Wirkung zwischen Radium- und Röntgenstrahlen dann nicht besteht, wenn beide in gleichen Gesamtdosen (r) und mit gleicher Dosisleistung (r/min) appliziert werden. Ein biologischer Vergleich zwischen γ- und Röntgenstrahlen ist also nur möglich, wenn beide Strahlungen in gleichen Dosen und mit gleicher Dosisleistung zur Wirkung kommen. Sonst ist dem zeitlichen Moment ebenfalls Rechnung zu tragen. — Aber auch die auf Ionisationsmessungen beruhenden Werte zeigen mehr oder minder große Abweichungen untereinander, deren Ursache zwar nicht ohne weiteres zu erkennen, jedoch in den den Versuchen zugrundegelegten Bedingungen zu vermuten ist.

Zur Klärung dieser Unterschiede beizutragen, soll die Aufgabe vorliegender Arbeit sein, zu der Herr Professor Dr. Grebe die Anregung gab.

Es wird mit Hilfe der Ionisationsmethode untersucht, ob und wieweit die Messung der γ-Strahlen in r-Einheiten möglich ist.

DIE IONISATIONSMESSUNG.

Die r-Einheit verlangt definitionsgemäß, daß in einer Ionisationskammer nur die reine L u f t ionisation, diese aber vollständig gemessen wird, während alle anderen Einflüsse ausgeschaltet werden müssen. Solche sind:

die zusätzliche Ionisationswirkung der an den Blenden und Fenstern ausgelösten Elektronen- und Wellenstrahlung,

der Wirkungsausfall durch vorzeitige Absorption von Primärelektronen in den Wänden, ehe diese Elektronen ihre Fähigkeit zu ionisieren voll ausgenutzt haben,

der Wandwirkungsbeitrag, d. i. die zusätzliche Ionisationswirkung durch Elektronen oder Strahlen, die in den Kammerwänden ausgelöst werden.

Ein absolutes Ionisationsmeßgerät ist die große (Faß-, Fenster-) Kammer. Bei ihr sind Meßfehler jeglicher Art vermieden durch entsprechende Dimensionen der Kammer, geeignete Form und Anordnung der Blenden, Fenster und Schutzelektroden. Im Gebiet der Röntgenstrahlen können praktisch alle von der Strahlung auf dem Weg durch die Kammer ausgelösten Elektronen ihre gesamte Energie in Ionisationsprozesse abbauen. Mit solchen Faßkammern γ-Strahlen in r-Einheiten zu messen, wäre der einzige direkte Weg einer Messung. Faßkammern sind aber im Bereich der Strahlen mit sehr kleiner Wellenlänge, besonders der γ-Strahlen, n i c h t brauchbar. Erstens müßten sie riesig groß sein, da die durch γ-Strahlen ausgelösten Primärelektronen in Luft von Atmosphärendruck Wege von einigen Metern Länge zurücklegen. Zum mindesten würden solche großen Kammern immer noch eine riesige Länge erhalten, selbst wenn man die vereinfachende Annahme machte, daß die Zahl

und Energie der von dem primären Strahl ausgelösten Photo- und Comptonelektronen — erstere können wegen des Überwiegens der Comptonelektronen vernachlässigt werden — in Richtung des Primärstrahls am größten ist. Aber auch das Innere solcher Faßkammern ist wegen des hohen Durchdringungsvermögens der γ-Strahlen nicht ohne weiteres geschützt; und es ist sehr schwierig, ein enges intensives und genügend begrenztes γ-Strahlenbündel herzustellen. r-Messungen an γ-Strahlen mit großen Faßkammern haben ausgeführt Mayneord und Roberts (6) und Failla und Henshaw (8) (s. Tab. I). Kessler und Sluys (14) haben eine Apparatur angegeben, die anstelle der Faßkammer eine Druckluftkammer von wesentlich kleineren Dimensionen vorsieht. Meßergebnisse haben sie nicht angegeben. Mayneord und Roberts lehnen dagegen die Luftdruckkammer ab, weil bei den erforderlichen hohen Drucken von 20—30 Atmosphären der Verlauf der Sättigung in komplizierter Weise vom Druck abhängt und die Reduktion auf Normaldruck nicht möglich ist.

Ein indirekter Weg, γ-Strahlen des Radiums in r-Einheiten zu messen, geht über die Kleinkammer (Fingerhut-, Kugelkammer). Solche Kleinkammern sind aus dem Bedürfnis heraus entstanden, Dosierungen durch Messen an der bestrahlten Stelle selbst vornehmen zu können. Hier bieten sie den besonderen Vorteil, daß sie auch die an der Stelle wirksame Streustrahlung mitmessen. Daher ist es sehr vorteilhaft, auch γ-Strahlmessungen mit solchen Kleinkammern durchzuführen. Während eine große Faßkammer nur von einem engen, gut ausgeblendeten Strahlenbündel durchsetzt wird, steht eine Fingerhutkammer, die meistens nur einige cm^3 Rauminhalt hat, ganz im Strahlengang. Blenden und Fenster fallen zwar fort und liefern keine störenden Einflüsse mehr. Aber auch von reiner Luftionisation kann nicht mehr die Rede sein; denn die Wand bewirkt durch die vorzeitige Absorption der Primärelektronen einen Wirkungsausfall, liefert aber auch einen nicht mehr zu vernachlässigenden Beitrag. Dieser kann die reine Luftionisation, die durch Absorption und Streuung von Wellenstrahlung in der Luft im Kammerinnern aufgrund von Photo- und Comptonprozessen entsteht, um ein Mehrfaches übersteigen. Kleinkammern messen wellenlängenunabhängig, wenn es gelingt, den Wirkungsausfall und den Wandwirkungsbeitrag gerade durcheinander zu kompensieren. Das ist möglich durch Wahl eines geeigneten Wandmaterials. Nach Fricke und Glasser (15) mißt eine Fingerhutkammer in einem weiten Bereich des Röntgengebietes absolut, also wellenlängenunabhängig, wenn das Wandmaterial dieselbe effektive Atomnummer wie die Luft besitzt. Die effektive Ordnungszahl berechnet sich nach der Fricke-Glasserschen Formel:

$$n = \sqrt[3]{\frac{a_1 N_1^4 + \cdots + a_n N_n^4}{a_1 N_1 + \cdots + a_n N_n}},$$

wobei N_1, ... die Atomnummern der chemischen Elemente bedeuten, aus denen sich ein Material aufbaut, und a_1, ... angeben, in welcher Gewichtsmenge jedes dieser Elemente bei einer chemischen Verbindung im Molekül oder bei einem Gemisch in einem bestimmten Volumen vorhanden ist. Fricke und Glasser setzten auf 100 Teile atm. Luft 23,2 Teile O, 75,7 Teile N, 1,3 Teile Ar und erhielten $N_{eff} = 7{,}69$. Da es kein chemisches Element dieser Ordnungszahl gibt, benutzten sie ein künstliches luftäquivalentes Material, indem sie eine Kammer aus Graphit und Magnesiumblech herstellten. Dabei kamen auf 100 Teile Graphit ($N=6$) der Innenfläche 18,6 Teile Mg ($N=12$). Im Laufe der letzten Jahre sind bereits viele wellenlängenunabhängige Kleinkammern konstruiert worden, die recht brauchbare Ergebnisse geliefert haben. Sehr gut zu verwenden sind Kammern aus dünnem Cellophan, die innen mit einer leitenden Schicht aus Luftmasse überzogen sind. Luftmasse wird meistens hergestellt, indem man Graphit als Grundmasse benutzt und ein leichtatomiges Material höherer Ordnungszahl beimengt ($N > 7{,}69$).

Die Wellenlängenunabhängigkeit einer Fingerhutkammer im Gebiet der Röntgenstrahlen prüft man durch Vergleich mit einem Standardgerät (Faßkammer), wobei man beide Kammern gleichzeitig bestrahlt, indem man mehrere möglichst homogene Strahlungen verschiedener Härte verwendet. Die Fingerhutkammer mißt dann absolut, wenn das Verhältnis der Ionisationsströme in den Kammern für die verschieden harten Strahlen ein konstantes ist. Anstelle der Faßkammer kann auch eine λ- unabhängige, geeichte Fingerhutkammer benutzt werden. Bei den γ-Strahlen muß man einen anderen Weg gehen. Hier ist die grundsätzliche experimentelle Schwierigkeit immer die, daß man keine willkürlich variierbaren, homogenen Wellenlängengebiete zur Verfügung hat. Wellenlängenunabhängig muß im Gebiet der γ-Strahlen eine Fingerhutkammer dann sein, wenn der Ionisationsstrom sich nicht ändert bei Variieren der Kammerwandstärke innerhalb bestimmter Grenzen, solange nämlich die Schwächung der γ-Strahlen und der Elektronen in der Wand keinen Ausfall bedingt.

APPARATUR.

Als Röntgenanlage diente ein 4 KVA-Hochspannungstransformator mit maximal 150 KV Sekundärspannung, der mit einer Ventilröhre und einem Kondensator in Villard-Verdopplungsschaltung arbeitete. Die Messung der Hochspannung erfolgte mittels einer Kugelfunkenstrecke mit 12,5 cm Kugeldurchmesser.

Die γ-Strahlquelle bestand aus 3 Radiumpräparaten, die nach Angabe der Herstellungsfirma das Radium als Sulfat in Platin-Iridium-Röhrchen von 0,2 mm Wandstärke enthielten. Laut Eichschein der PTR entfielen auf die einzelnen Röhrchen, die Abwesenheit von Mesothor und Radiothor vorausgesetzt,

4,83 mg Radium-Element ± 1,5%
4,7 mg Radium-Element ± 1,5%
1,04 mg Radium-Element ± 2 %

10,57 mg.

Die Pt-Ir-Röhrchen filtern aus dem Präparat die α- und weiche β-Strahlung heraus, wohingegen außer der γ-Strahlung ein beträchlicherTeil der harten β-Strahlen noch durchgelassen wird. Da einzig und allein die γ-Strahlung gemessen werden darf, die β-Strahlen aber ebenfalls Ionisation hervorrufen, so mußten die 3 Präparate weiter gefiltert werden, indem sie eingelegt wurden in eine hohlzylindrische Messingkapsel von 1,25 mm Wandstärke, die auch die harten β-Strahlen absorbiert. Außenmaße der Kapsel: Länge 14,5 mm, Durchmesser 5,8 mm.

Zur Vermeidung zusätzlicher Strahlung, die von einem Präparatträger hätte ausgehen können, war die Messingkapsel aufgehängt an einen Draht von 0,05 mm Dicke, der zwischen zwei Wänden ausgespannt war.

Die Meßanordnung (Fig. 1) bestand aus einer Fingerhutkammer K, deren Innenelektrode mit einem Elektrometer M verbunden war. Schwierig ist es beim Arbeiten mit γ-Strahlen immer, Teile der Apparatur, die von den Strahlen nicht getroffen werden dürfen, abzuschirmen. Denn außer der Ionisationskammer wirken auch noch an-

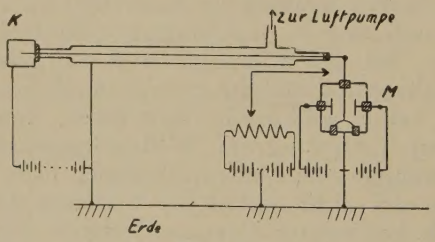

Fig. 1.

dere Teile der Apparatur als Ionisationsgefäße, so z. B. das Elektrometer und die Zuleitung bzw. die umgebende Luft. Das Elektrometer, ein Wulfsches Einfadeninstrument mit Quarzfadenaufhängung und Schneiden veränderlicher Spannung, war eingebaut in einen Holzkasten, der in Wände aus 10 mm dickem Blei eingefaßt war. Dieser Schutz ist ausreichend gegen Röntgenstrahlen, dagegen vollkommen ungenügend gegenüber γ-Bestrahlung. Die schädliche Beeinflussung des Elektrometers ließ sich aber dadurch wesentlich verringern, daß die Entfernung Radiumpräparat-Elektrometer sehr groß gewählt wurde im Verhältnis zum Abstand Präparat—Kammer. Das wurde erreicht durch eine Zuleitung von der Kammer zum Elektrometer, die aus einem 1,75 m langen Messingdraht von 0,5 mm Dicke bestand. Dieser Zuleitungsdraht verlief im Innern eines geerdeten Eisenrohres, welches evakuiert werden mußte, um Ionisationswirkungen in

seinem Innern zu vermeiden. Das Eisenrohr war 1,50 m lang; es hatte 1,5 mm Wandstärke und 24 mm Innendurchmesser. Auf beiden Seiten waren engere, 12 cm lange Rohre von 10 mm Innendurchmesser aufgesetzt. Denn zur Vermeidung von zusätzlicher Strahlung und Verringerung einer Schattenwirkung durfte auf der Kammerseite nur möglichst wenig höher-atomiges Material Verwendung finden. Auf der Elektrometerseite mußte die Zuführungsöffnung in der Bleiwand des Elektrometerkastens möglichst klein gehalten werden. Gleichzeitig trugen die engen Rohre wesentlich zur Erleichterung der Abdichtung bei. Der eigentliche Kammerträger ist in Fig. 2 abgebildet. Die Meßelektrode und der Zuleitungsdraht zum Elektro-

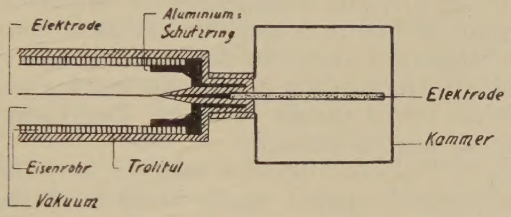

Fig. 2.

meter saßen in einem Röhrchen aus Trolitul von 1 mm Wandstärke und 3,5 mm Außendurchmesser. Es wurde das Schutzringprinzip angewandt. Das Trolitulröhrchen saß in einem Aluminiumröhrchen von 0,5 mm Wandstärke. Letzteres war auf das Eisenrohr aufgesetzt und somit geerdet. Das Aluminiumröhrchen war nochmals von einem Trolitulzylinder von 1 mm Wandstärke umgeben, ebenfalls war es nach der Kammer hin durch Trolitulplättchen von ebenfalls 1 mm Wandstärke verschlossen, durch das die Elektrode nach der Kammer führte. Nach dem Träger hin war also die Kammer nur von leichtatomigem Trolitul ($N = 5{,}7$) begrenzt. Durch diese Anordnung konnte der Kammer eine möglichst große Eigenoberfläche gegeben und unvermeidbare Einflüsse benachbarter Teile, besonders des Kammerträgers, auf ein Minimum herabgesetzt werden. Zur weiteren Abschirmung von Elektronen aus dem höheratomigen Material waren alle Metallteile bis in 5 cm Entfernung von der Kammer mit einem Mantel aus 1,2 mm dickem Trolitul umgeben. Das weite Eisenrohr trug einen Ansatz, der angeschlossen war an eine Quecksilber-Diffusionspumpe nach Gaede, die ein Hochvakuum von 10^{-5} cm lieferte.

MESSMETHODE.

Infolge der sehr kleinen Ionisationsströme, die beim Arbeiten mit einem kleinen Radiumpräparat entstehen, mußte zur Messung eine Auflaufmethode angewandt werden. Hier bewährte sich sehr

gut ein von Stahel (16) angegebener Weg, der die schädliche Ionisation eliminiert, solange diese nicht sehr groß ist. Dabei liegt zu Beginn der Messung am Fadensystem nicht das Potential 0, die Erde, sondern das Potential —V. Die Kammer selbst trägt mindestens Sättigungsspannung. Unter dem Einfluß des Ionisationsstroms nimmt das Potential des Fadensystems von —V über 0 nach +V zu. Das Elektrometer ladet sich auf mit einer Geschwindigkeit, die proportional dem Ionisationsstrom ist. Für die Messung wird die Zeit abgestoppt, die der Spannungsänderung 2 V entspricht. Bestehen nun kleine Isolationsfehler — solche sind auch schädliche Ionisationsströme —, so wirken diese in der 1. Hälfte in Richtung des Ionisationsstroms, in der 2. Hälfte entgegengesetzt. Sie heben sich in erster Annäherung auf, so daß man trotz kleiner Isolationsfehler richtige Meßresultate bekommen kann. Bei der geschilderten Versuchsanordnung waren die Isolationsfehler gering. Sie wurden getrennt für die 1. und 2. Hälfte des Auflaufs bestimmt. Der Gang der Dunkeleffektmessung sei kurz geschildert.

Kammer und Elektrode wurden entfernt; die Öffnung, in der sonst die Meßelektrode steckte, wurde durch ein Stäbchen aus Trolitul ausgefüllt. Über den Kammerträger wurde ein genau passendes Klötzchen aus Trolitul derart geschoben, daß kein Luftraum mehr vorhanden und die Kammer somit durch eine solche vom Volumen 0 ersetzt war. Dann wurde das System aufgeladen, für die erste Hälfte auf —V, für die zweite Hälfte auf +V. Dabei wurde bei Bestrahlung in dem Bereich negativer Spannung der Auflauf*), im Bereich positiver Spannung der Ablauf gemessen in demselben Intervall, in dem sonst die Auflaufzeit abgestoppt wurde. So konnte von Skalenteil zu Skalenteil der Anteil in Prozenten bestimmt werden, den der Dunkelauflauf von —V nach 0 bezw. Dunkelablauf von +V nach 0 an dem Auflauf von —V über 0 nach +V bei wirklich aufgesetzter Kammer hat. Beide Anteile blieben sowohl bei Röntgenbestrahlung (hohe Intensität und kurze Auflaufzeiten) als auch bei γ-Bestrahlung (geringe Intensität mit langen Zeiten) geringer als 1% und hoben sich gegenseitig auf. Die Auflaufmethode nach Stahel kann daher angewandt werden, ohne daß es nötig ist, an der abgestoppten Zeit eine Korrektur anzubringen.

Die Spannungen zur Aufladung des Systems Elektrometer + Elektrode wurden einer Potentiometerschaltung entnommen.

Zu den Messungen.

Die Messung der γ-Strahlen in r-Einheiten erfolgte in der Weise, daß mehrere Luftwändekammern von verschiedener Größe und Gestalt aus Trolitul und Celluloid von 0,025 mm bis 1,2 mm Wandstärke

*) Dabei ist jetzt unter Auflauf zu verstehen die Aufladung von dem niedrigen Potential zu dem höheren, also z. B. auch von —V nach o, was man schlechthin ja als Ablauf bezeichnen würde.

mittels einer Standardkammer für einen bestimmten Volt-Auflauf des Elektrometersystems mit Röntgenstrahlen geeicht wurden. Die Kammern erwiesen sich für 5 verschieden harte Strahlungen von 40 KV ungefiltert bis 140 KV, 1 mm Cu-Filter als λ-unabhängig. Es entsprach dabei einem Voltauflauf für jede Kammer ein zugehöriger r-Wert. Alsdann wurde die Kammer den γ-Strahlen des Radiums ausgesetzt und die Auflaufzeit abgestoppt. Das Radiumpräparat (Filter 1,25 mm Messing) befand sich dabei immer in 10,0 cm Abstand von der Elektrode; Präparatachse und Kammerachse lagen einander parallel. Das Elektrometer erlaubte in stabiler Schaltung eine Empfindlichkeitseinstellung bis zu 50 Skalenteilen pro Volt. Es wurde immer über 20 Skalenteile abgestoppt. Bei den einzelnen Kammern wurde je nach der Größe der Ionisation über verschieden große Voltbereiche, demnach auch bei verschiedener Empfindlichkeit des Elektrometers, gemessen. Im allgemeinen wurden die Röntgenstrahlen durch geringe MA-Zahl, durch die Filterung und durch einen großen Abstand Antikathode-Kammer so sehr geschwächt, daß ihre Intensität nicht viel größer war als die der γ-Strahlen. So konnten bei den ersten Messungen die Empfindlichkeit des Elektrometers und der Voltbereich für die Radiummessung dieselben bleiben wie bei der Röntgeneichung. Dadurch wurden Fehler vermieden, die sich leicht bei der Spannungsmessung hätten ergeben können.

Beträgt der Eichwert für einen Elektrometerauflauf von V_1 Volt R r-Einheiten und die Auflaufzeit bei Verwendung von 10,57 mg Radium-Element in d cm Abstand von der Elektrode und für einen Voltbereich V_2 T Sekunden, so gilt die Beziehung

$$1 \text{ mgelh/cm} = \frac{R \cdot V_2 \cdot d^2 \cdot 3600}{V_1 \cdot 10{,}57 \cdot T} \text{ r-Einheiten}$$

Die Sekundärstrahlung des Filters. Nun treten aber aus der Oberfläche des Messingfilters von der γ-Strahlung ausgelöste Sekundärelektronen aus, die in der Kammer einen zusätzlichen Ionisationsstrom hervorrufen können. Besonders ist das der Fall bei den sehr dünnwandigen Kammern und bei geringen Entfernungen Präparat-Elektrode, wo die Elektronen in der Luft kaum absorbiert werden. Die Elektronen könnte man z. B. ausschalten, indem man die Entfernung Präparat-Elektrode etwa 3 bis 4 Meter groß nähme. Dann wären die Elektronen in der Luft alle absorbiert worden und kämen in der Kammer nicht mehr zur Geltung, wohingegen die γ-Strahlung nur eine sehr geringe Schwächung (rund 2%) erfahren hätte. In diesem Falle würde aber die Intensität der γ-Strahlung zu gering sein, um mit gewöhnlichen Mitteln gemessen werden zu können. Man kann aber die Entfernung Präparat-Elektrode gering halten, wenn man die Luftschicht von einigen Metern Mächtigkeit durch eine „feste Luftschicht" ersetzt, von der entsprechend der größeren Dichte einige Millimeter ausreichen müssen. Etwa dieselbe effektive Ordnungszahl wie die Luft hat das Celluloid, welches daher als Ersatzluftschicht geeignet ist. Um den schädlichen Einfluß der Elektro-

nen des Messingfilters zu vermeiden, wurde zwischen Kammer und Präparat ein Filter aus Celluloid gesetzt. Als günstigster Platz des Filters erwies sich die Mittelstellung zwischen Präparat und Elektrode, da hier der Einfluß der vom Filter ausgehenden Sekundärstrahlung ein Minimum ist. Denn auch das Celluloidfilter seinerseits sendet wieder sekundäre Strahlen aus, deren Ionisationswirkung berücksichtigt werden muß, wenn man lediglich die Ionisation finden will, die das reine γ-Strahl-Präparat erzeugt o h n e Wirkung von Fremdstrahlern. Wie die Sekundärstrahlung des Celluloidfilters eliminiert werden kann, wird später an einem Beispiel gezeigt (s. S. 16 u. ff.).

Den Einfluß solcher Celluloidfilter von verschiedener Dicke, im übrigen aber gleicher Größe 4,75 cm², auf die Ionisation in einer Cellophonkammer von 0,025 mm Wandstärke zeigt Fig. 3.

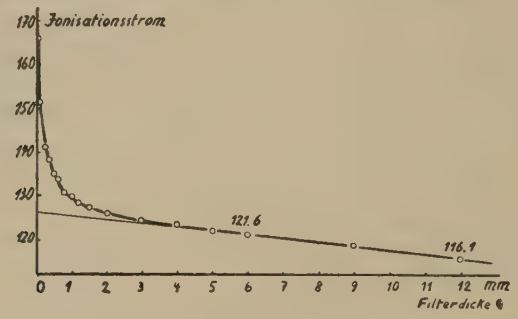

Fig. 3.

Es wurden Filter verwandt von 0,05 bis 12 mm Dicke. Bei geringer Dicke fällt die Ionisation fast linear ab mit wachsender Dicke des Filters. Dann läßt die Kurve deutlich ihren exponentiellen Charakter erkennen, um zuletzt wieder einen mehr gradlinigen Verlauf anzunehmen. Der obere Teil der Kurve entspricht der Absorption der Elektronen. Diese ist für dünne Schichten angenähert proportional der Filterdicke, um später einem Exponentialgesetz zu folgen. Bei etwa 4 mm Filterdicke sind alle Elektronen absorbiert; von da an findet ausschließlich γ-Strahlschwächung statt. Auch hier ist wieder gradliniger Verlauf wegen der verhältnismäßig geringen Schichtdicke, wenn man die hohe Durchdringungsfähigkeit der γ-Strahlen berücksichtigt. Die zusätzliche Ionisation durch Sekundärelektronen beträgt in unserem Falle etwa 32%. Der Schwächungskoeffizient für die γ-Strahlung in dem Celluloidfilter läßt sich leicht finden aus den Ionisationsströmen bei 2 verschiedenen Filterdicken, z. B. bei 0,6 und 1,2 cm. Es ist

$$I_d = I_o \cdot e^{-\mu d}, \text{ also}$$

$$\frac{I_{0,6}}{I_{1,2}} = e^{+0,6\mu}.$$

Die Ionisationsströme bei 0,6 cm und 1,2 cm Filterdicke verhalten sich laut Messung aber wie 121,6 zu 116,1. Daraus folgt $\mu = 0{,}078$ /cm. Nach Kohlrausch (17) sind die beiden Absorptionskoeffizienten für Celluloid $\mu_1 = 0{,}069$ und $\mu_2 = 0{,}121$/cm. Sie sind berechnet aus den bei Kohlrausch angegebenen Werten für Kohlenstoff $\mu c_1 = 0{,}087$; $\mu c_2 = 0{,}153$.

Nach Kohlrausch läuft der Gang der Schwächungskoeffizienten ziemlich parallel mit der Elektronendichte $n = \frac{L \cdot \varrho \cdot N}{A}$, wo L = Loschmidsche Zahl $6{,}06 \times 10^{23}$, ϱ die Dichte ist. N = Ordnungszahl, A = Atomgewicht. Der Quotient $\frac{N}{A}$ ist für die meisten leichten Substanzen 0,5. Bei der Berechnung ist für das Celluloid $\varrho = 1{,}42$ angenommen. Für C ist N = 6, A = 12, $\varrho c = 1{,}8$.

Die Schwächung der γ-Strahlen in 3 mm Celluloid-Filter, wie es bei den Messungen verwandt wurde, beträgt daher 2,3%. Diese werden zu wenig gemessen und müssen als Korrektur angebracht werden.

Die Messung der γ-Strahlen lieferte für 1 mgelh/cm verschiedene r-Werte, und zwar schwankten diese je nach der Wandstärke der Kammern zwischen 4,8 r und 8,5 r. Dünnwandige Kammern lieferten einen geringen r-Wert, die dickwandigen einen höheren.

Fingerhutkammern, die im Röntgengebiet λ-unabhängig sind, darf man im Bereich der γ-Strahlen n i c h t ohne weiteres als wellenlängenunabhängig ansehen.

MESSUNGEN MIT GLEICHGROSSEN KAMMERN VON VERSCHIEDENER WANDSTÄRKE.

Eine Gesetzmäßigkeit konnte wegen der verschiedenen Maße der Kammern noch nicht festgestellt werden. Ohne Zweifel ließ sich jedoch der Einfluß der Dicke der Kammerwand erkennen. Es wurden daher luftäquivalente Kammern gleicher Gestalt, aber verschiedener Wandstärke von 0,01—5,0 mm konstruiert. Sie waren zylindrisch, hatten einen Innendurchmesser von 25 mm und eine lichte Höhe von 38 mm. Ihr Volumen betrug 18,76 cm^3. Als Wandmaterial diente für die dünnste Kammer von 0,01 mm Wand Kondensatorpapier, für die Kammern von 0,025 mm bis 0,5 mm Wandstärke Cellophan. Diese Stoffe erwiesen sich als gleichwertig und besonders geeignet, λ-Unabhängigkeit zu erzielen. Wie man solche Kammern zweckmäßig herstellt, haben Braun und Küstner (18) angegeben. Cellophan stand in 3 Dicken zur Verfügung: 0,025 mm, 0,04 mm und 0,08 mm. Für die dickwandigeren Kammern wurden mehrere Lagen aufeinandergerollt bzw. -geklebt. Der Kammerboden hatte eine runde Öffnung von 6,6 mm Durchmesser zur Durchführung der Elektrode; er trug außen einen Trolitulring von 6,6 mm Durchmesser, 5 mm Höhe und 1 mm

Wandstärke, der genau auf den Kammerträger paßte und der Kammer den nötigen Halt gab. Alle Kammern — auch die dünnsten — waren recht handlich und konnten bei Gebrauch einer Pinzette sehr gut auf den Träger aufgesetzt und von ihm abgenommen werden. Die Kammern mit einer Wandstärke von mehr als 0,5 mm wurden hergestellt, indem auf die Cellophankammer von 0,5 mm Wand Kappen aus Cellophan von 0,1 mm und 0,3 mm und solche aus dem gleichwertigen Cellon von 0,5 mm, 1,0, 1,5 mm, ... 4,5 mm geschoben wurden. Auch Kammerboden und -decke konnten entsprechend ergänzt werden. So war für diese Kammern von vorneherein konstantes Volumen gewährleistet.

Benutzt wurde ferner nach dem Vorbild von Braun und Küstner die Hohlelektrode aus 0,025 mm dickem Cellophan mit einem Überzug aus Luftmasse.

Die Eichung der Kammern erfolgte mit Röntgenstrahlen von drei verschiedenen Härtegraden bei

140 KV	1 mm Cu
100 KV	0,5 mm Cu
70 KV	2,5 mm Al.

Die Eichwerte sind zusammengestellt auf S. 15 in der Tabelle 2, Sp. 2. Sie sind berechnet aus den Werten für die harte Strahlung, der eine effektive Wellenlänge λ eff = 0,164 A-E. zukommt. Der Eichwert beträgt im Mittel 0,672 r pro Auflauf 9,2 Volt. Der diesem Mittelwert entsprechende Ionisationsstrom ist mit 100% bezeichnet. Die Fig. 4 zeigt den Ionisationsverlauf für die verschiedenen Wandstärken bei den verschieden harten Strahlungen graphisch. Die Spalten 3—5 der Tabelle 2 geben beiläufig für alle Kammern und die 3 Strahlungen nochmals die Ströme in Prozenten des Mittelwerts an. Alle Kammern liefern für die harte Strahlung die gleiche Ionisation, während bei der mittelharten und erst recht bei der weichen Strahlung ein Ausfall durch Schwächung in der Wand entsteht, der bei der dicksten Kammer von 5 mm Wandstärke bereits 4 bzw. 9,4% beträgt.

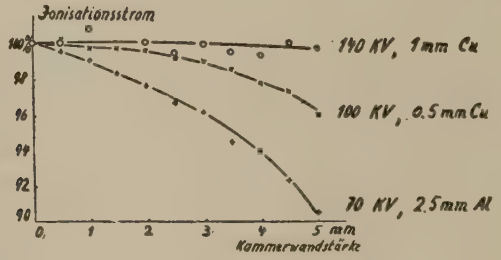

Fig. 4.

Tabelle 2.

Wand	harte Str. r/Auflauf	Ionisationsstrom hart	mittel	weich	T_{Ra} sec.	1 mgelh/cm = r	corr.
0,01	0,0673	100,1	100,0	100,4	111,1	4,18	4,28
0,025	0,0670	99,6	100,2	99,9	107,4	4,31	4,41
0,04	0,0670	99,6	100,2	100,0	105,7	4,38	4,48
0,05	0,0672	100,	99,9	99,9	103,6	4,47	4,57
0,08	0,0674	100,2	100,3	100,1	100,5	4,66	4,77
0,1	0,0675	100,4	100,6	100,2	98,3	4,74	4,85
0,12	0,0672	100,	100,5	100,2	95,7	4,86	4.97
0,16	0,0674	100,2	100,7	100,2	92,2	5,04	5,16
0,2	0,0676	100,5	99,8	99,9	89,7	5,2	5,32
0,24	0,0673	100,1	100,5	99,9	86,5	5,37	5,49
0,28	0,0674	100,2	100,6	100,5	84,8	5,49	5,62
0,32	0,0673	100,1	100,1	100,1	81,9	5,67	5,80
0,36	0,0674	100,2	100	99,8	80,5	5,78	5,91
0,4	0,0670	99,6	99,7	99,5	77,8	5,94	6,08
0,5	0,0673	100,1	100,3	99,6	75,2	6,18	6,32
0,6	0,0669	99,5	100	99,8	72	6,41	6,56
0,8	0,0670	99,4	100	99,2	68,6	6,75	6,91
1,0	0,0678	100,9	99,8	99,1	65,2	7,18	7,35
1,2	0,0672	100	100,1	99	62,5	7,42	7,59
1,5	0,0570	99,6	99,7	98,4	60	7,7	7,88
2,0	0,0673	100,1	99,6	97,7	58,4	7,95	8,13
2,5	0,0669	99,5	99,2	96,7	56,8	8,14	8,33
3,0	0.0672	100,	99	96,2	56,3	8,25	8,44
3,5	0,0670	99,6	98,6	94,5	55,7	8,31	8,5
4,0	0,0678	99,4	97,8	94	55,2	8,38	8,57
4,5	0,0673	100,1	97,3	92,3	55,4	8,39	8,58
5,0	0,0671	99,8	96	90,6	55,3	8,38	8,57
Mittel	0,0672						

Immerhin ist das Ergebnis, daß gleichartige, nur verschieden dickwandige Kammern für eine harte Röntgenstrahlung die gleiche Ionisation liefern, recht eigenartig. Denn in einer dicken Kammerwand ist die Schwächung selbst der harten Strahlen bereits eine sehr beträchtliche. Eine Schwächungsmessung zeigte, daß ein Filter aus 1 mm dickem Cellon folgende prozentualen Schwächungen hervorrief:

bei 140 KV 1,0 mm Cu 2,38%
100 KV 0,5 mm Cu 3,2 %
70 KV 2,5 mmAl 5,37%.

Die Schwächung in 4 mm Cellon beträgt daher 9,1%, 12% und 19,3%. Sie beruht bei den harten Strahlen fast ausschließlich auf der Streuung, weniger auf Absorption, bei den weicheren Strahlen tritt die wahre Absorption merklich dazu. Nun werden in der Kammerwand als Gegenleistung zwar Elektronen ausgelöst, die aber nur zu einem verschwindend kleinen Teil im Kammerinnern Ionisation erzeugen können, da ihre Bahnen nur Bruchteile eines Millimeters lang sind (für die härteste Strahlung etwa 0,05 mm) und in der Wand ein vor-

zeitiges Ende finden. Die relativen Ionisationsströme für eine Kammer von 4 mm Wandstärke bei den verschieden harten Strahlungen (graph. corr.) sind 99,8, 97,8 und 93,7 bezogen auf 100% für die Wandstärke o. Die Verluste sind hier also nur 0,2, 2,2 und 6,3%. Die höhere Ionisation ist nur so zu erklären, daß eine zusätzliche Streustrahlung auftritt. Diese Streustrahlung ist aber nichts anderes als aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkte Strahlung, die lediglich auf einem anderen Wege durch die Kammer tritt. Sie kommt für die weichen Strahlen mehr zur Geltung als für die harten wegen der stärkeren Rückwärtskomponenten. Außerdem ionisieren bei den weichen Strahlen, wo die wahre Absorption größer ist, auch rückwärts laufende Photoelektronen. Den Einfluß der Streustrahlung zeigt auch sehr klar die nach oben konvexe Gestalt der Kurven in Fig. 4. Bei Überwiegen der Absorption müßten diese konkav verlaufen.

Der Radiummessung wurde ein Auflauf von 1,865 Volt zugrunde gelegt. Das Radiumpräparat war mit 1,25 mm Messing gefiltert. Der Abstand Präparat-Elektrode betrug 10 cm. Die Kammer stand im vollen Strahlengang des Radiumpräparats, nicht etwa in einem ausgeblendeten Strahlenbündel. Das Celluloidfilter stand in 5 cm Entfernung vom Präparat und der Meßelektrode. Infolge seiner Elektronenemission liefert es bei dünnen Kammern einen zusätzlichen Ionisationsstrom, der sich leicht eliminieren läßt. Solange nämlich die Größe des Filters einen gewissen Wert nicht überschreitet, ist die Zahl der in der Kammer zur Wirkung gelangenden Elektronen proportional der Fläche des Filters. Arbeitet man daher mit Filtern verschiedener Fläche, so geht die Filterfläche linear in den Ionisationsstrom ein. Benutzt wurden Celluloidfilter von 3 mm Dicke in folgenden Größen: 9,72, 7,48, 5,6, 4,75 cm^2. Die Fig. 5 zeigt für einige Kammern den Einfluß der verschieden großen Filter auf den Ionisationsstrom.

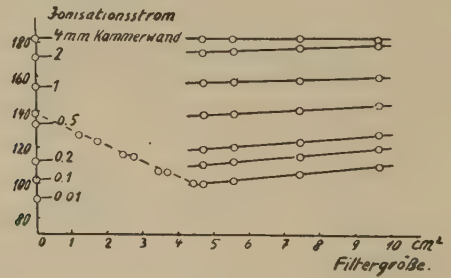

Fig. 5.

Auf der Ordinate ist der Ionisationsstrom in beliebiger Einheit aufgetragen (das 10^4-fache der reziproken Auflaufzeit). Der geringste Strom wurde gemessen für ein Filter von der Größe 4,75 cm^2. Wie die gestrichelte Gerade zeigt, nimmt die Ionisation mit kleiner werdendem Filter wieder zu, weil dann wieder Elektronen, die vom Mes-

sing kommen, in die Kammer gelangen. Infolgedessen mußte auf ein Filter von der Größe 0 extrapoliert werden, was wegen der linearen Abnahme des Ionisationsstromes mit kleiner werdender Filterfläche zulässig ist. So wurde für jede Kammer eine Minimalionisation gefunden, die der Filtergröße 0 entspricht. In Spalte 6 der Tab. 2 sind die zugehörigen Auflaufzeiten eingetragen. Die Filterung macht bei der dünnsten Kammer von 0,01 Wandstärke 53% aus; sie nimmt mit wachsender Wandstärke rasch ab und verschwindet — abgesehen von der Schwächung der Wellenstrahlung — gänzlich für Wandstärken über 3 mm. Hier ist die Größe des Filters ohne Einfluß. Aus den Auflaufzeiten der Spalte 6 berechnen sich die r-Äquivalente für mgelh/cm nach der auf S. 11 angegebenen Formel. Die so erhaltenen r-Werte stehen in Spalte 7 der Tab. 2. An ihnen ist noch die Korrektur von +2,3% anzubringen für die Schwächung der γ-Strahlen im Filter; Spalte 8 enthält die korrigierten r-Werte. Sie gelten für ein mit 1,25 mm Messing gefiltertes Präparat, das sich in 10 cm Entfernung von der Meßelektrode befindet, wenn allein die γ-Strahlung des Präparates wirkt und Sekundärstrahlungen jeglicher Fremdstrahler beseitigt sind. Den niedrigsten r-Wert liefert die dünnste Kammer. Extrapoliert man noch auf die Wandstärke 0, so erhält man reine Luftionisation ohne Wirkungsausfall und ohne Wandwirkungsbeitrag; ihr entspricht ein Wert von 4,17 r. Der maximale r-Wert liegt bei einer Wandstärke von 4 mm.

Es läßt sich daher jetzt sagen: beim Messen der γ-Strahlen in g e r i n g e r Entfernung vom Präparat erhält man je nach der Wandstärke der Kammer v e r s c h i e d e n e r-Werte, einen Minimalwert für die dünnste Kammer, einen maximalen Wert für eine Kammer von 4 mm Wandstärke.

ERKLÄRUNG DES UNTERSCHIEDES IN DER IONISATION BEI DEN VERSCHIEDEN DICKWANDIGEN KAMMERN.

Um dieses eigenartige Verhalten der Kammern klären zu können, sei hier eingegangen auf die Wirkungsweise der Fingerhutkammern, die wir uns im Prinzip auf 3 Arten deuten können.

1. Die Wand der Kammer ist sehr dünn, etwa 0,01 mm. Dann können die Elektronen, die im Luftvolumen der Kammer ausgelöst werden, durch die Wände hindurch nach außen treten, ebenso wie die Elektronen, die in der Außenluft entstehen, durch die dünne Wandschicht ins Kammerinnere gelangen können. Die für die Ionisation wirksamen Elektronen können also sowohl in der Außenluft als auch im Kammerinnern entstehen. Um in diesem Falle volle Ausnutzung aller gebildeten Elektronen zu erzielen, ist es notwendig, daß die Kammer in einem weit geöffneten Strahlenkegel steht und die Primärelektronenbahnen noch ganz in diesem Kegel verlaufen. Ist das Strahlenbündet dagegen eng ausgeblendet, so erleidet die Ionisation einen Wirkungsausfall, weil wohl Elektronen aus dem Kammerinnern nach

außen treten können, dagegen aber kein Ersatz von außen geleistet wird. Wenn eine Fingerhutkammer also sehr dünnwandig und der Strahlenkegel hinreichend weit ist, dann erhalten wir reine Luftionisation, weil in diesem Falle Wirkungsausfall und Wandwirkungsbeitrag vernachlässigbar klein sind. Das Volumen der Kammer ist durch die Wände genügend beschrieben. Im Gebiet der Röntgenstrahlen haben Braun und Küstner (18) solche dünnen Kammern untersucht und in einem weiten Bereich völlige Wellenlängenunabhängigkeit erhalten. Auch konnten sie bei ausgeblendetem Strahlbündel den erwähnten Ausfall messen, der einige Prozent betrug. Mit weitem und mit ausgeblendetem Bündel bei γ-Strahlen arbeiteten Mayneord und Roberts (6), wobei sie einen Unterschied in den Ionisationsströmen von 260% erhielten. Während also bei den Röntgenstrahlen die Außenelektronen mit ihren verhältnismäßig kurzen Bahnen nur einen geringen Anteil an der Ionisation lieferten, übersteigt im γ-Strahlengebiet mit den langen Elektronenbahnen die Ionisation durch Elektronen aus der Außenluft die eigentliche Gasionisation im Kammerinnern um ein Mehrfaches.

2. Die Kammerwand besteht aus Luftmaterial von einiger Dicke. Dann übernimmt die Luftwandschicht die Rolle, die bei der dünnwandigen Kammer die umgebende Außenluft spielt. Hierbei gleichen sich Wirkungsausfall und Wandwirkungsbeitrag aus. Für sehr weiche Strahlen sind derartige Kammern aber nicht mehr λ-unabhängig wegen der Absorption in der Kammerwand. Die dabei gebildeten Elektronen vermögen wegen ihrer geringen „Reichweite" nicht mehr ins Kammerinnere zu gelangen, so daß für langwellige Strahlen eine zu geringe Ionisation gemessen wird, die korrigiert werden muß.

3. Das Mittelding zwischen dünn- und dickwandiger Kammer bildet die Kammer von einer mittleren Wandstärke. Ihre Wand ist dünner als die maximale Reichweite der Elektronen im Wandmaterial. Bei ihr sind beide Fälle verwirklicht.

Bei der Radiummessung in 10 cm Entfernung Präparat-Kammer ist auf eine wichtige Forderung nicht Rücksicht genommen, die auch bei Fricke-Glasser nicht ausgesprochen ist. Damit eine Luftkammer reine Luftionisation mißt, nämlich gerade diejenige Ionisation, die an der betreffenden Stelle vorhanden wäre bei Fehlen der Kammer, ist es erforderlich, daß in beiden Fällen, also einmal in der reinen Luft, das andere Mal in der reinen Luft und der Luftwand,

1. die Absorptions- und Streuverhältnisse der Wellenstrahlung dieselben sind,

2. dieselbe Anzahl Photo- und Comptonelektronen erzeugt werden,

3. die gleiche Anzahl Photo- und Comptonelektronen im Luftvolumen der Kammer absorbiert werden.

Diese Forderung ist im allgemeinen nicht erfüllt. Sie verlangt, daß die Strahlungsdichte in der Kammer und in ihrer Umgebung, soweit aus dieser Elektronen einen nennenswerten Beitrag zur Ionisation liefern, homogen ist. Theoretisch mißt eine Ionisationskam-

mer reine Luftionisation also nur dann, wenn das Strahlenbündel parallel ist, die Strahlenquelle sich im Unendlichen befindet. Im Experiment kommt man schon mit einer angemessenen Mindestentfernung aus, um annähernd richtige Ergebnisse zu erzielen. Bei Messungen mit Röntgen-Strahlen ist man meistens weit genug von der Antikathode weg, und die Elektronenwege sind klein gegenüber der Entfernung Elektrode-Fokus. Anders ist es bei den γ-Strahlen, wo man oft nur ein kleines Präparat zur Verfügung hat und, um meßbare Ionisationsströme zu erhalten, gezwungen ist, in unmittelbarer Nähe des Präparats zu messen. Nun wirken erfahrungsgemäß bei dünnen Kammern zum großen Teil noch Elektronen, die aus großen Entfernungen her in die Kammer gelangen. In erster Linie sind es Photo- und Comptonelektronen, die vor der Kammer, also im Luftraum zwischen Präparat und Kammer, ausgelöst werden und sich in Richtung des primären Strahls bewegen. Auch die Luft zu beiden Seiten und hinter der Kammer liefert Elektronen — im letzteren Falle nur Photoelektronen —, die in der Kammer Ionisation erzeugen. Nun sind aber die Intensitäten der auslösenden γ-Strahlen sehr verschieden, am größten vor der Kammer, nach den Seitenräumen hin abnehmend, am kleinsten hinter der Kammer. Da die Elektronenzahl aber proportional der Intensität der sie auslösenden γ-Strahlung ist, liefern die von seitwärts und von hinten kommenden Elektronen einen sehr viel kleineren Beitrag als die aus der Primärstrahlrichtung kommenden. Anders ist es bei der dickwandigen Fingerhutkammer; ihre Wandstärke sei einmal so groß angenommen, daß die in der Außenluft ausgelösten Elektronen nicht mehr in das Luftvolumen der Kammer gelangen und so keine Ionisation hervorrufen können. Jetzt entstehen alle Elektronen, die zur Ionisation herangezogen werden, im Gasvolumen selbst und in der Kammerwand. Hier sind aber die Intensitätsverhältnisse nicht allzu sehr verschieden voneinander, und die Rück- und Seitenteile liefern ihren Anteil mit wesentlich größerer Intensität, als es bei den dünnen Kammern der Fall ist.

Aber auch in dem die Ionisation einleitenden Absorptions- bzw. Streuvorgang liegt der Unterschied zwischen dünn- und dickwandiger Kammer bereits begründet. Ausschlaggebend ist auch hier die geringe Entfernung Präparat-Elektrode gegenüber der großen Reichweite der von den γ-Strahlen in der Luft ausgelösten Elektronen. Bedingung und Voraussetzung für die Bildung von Ionen ist die Absorption von Elektronen im Kammerluftvolumen. Maßgebend hierfür ist aber nicht allein die Anzahl, sondern auch die Geschwindigkeit der ins Kammerinnere gelangenden Elektronen. Die Elektronen veranlassen längs der Bahn eines jeden Teilchens eine perlschnurartige Reihe von Absorptionsprozessen, wobei das Teilchen nach und nach seine Geschwindigkeit verliert. Am Ende der Bahn sind die Absorptionsprozesse am dichtesten, am Anfang am wenigsten dicht. Wie bereits Albrecht (19) ausgesprochen hat, ist es daher erforderlich, daß in der Ionisationskammer Elektronen aller Geschwindigkeiten gleichmäßig verteilt sind. Denn erst dann werden pro cm Weg immer die gleiche

Anzahl Ionen gebildet. Bei dünnwandigen Kammern und geringem Abstand ist es so, daß sich die von den γ-Strahlen ausgelösten Elektronen erst im Anfang ihrer Bahn befinden und hohe Geschwindigkeiten besitzen, daher nur in geringem Maße ionisierend wirken können. Erst wenn die Entfernung Präparat-Kammer größer wird als die maximale Reichweite der Elektronen, ist es erreicht, daß im Kammerinnern Elektronen aller Geschwindigkeiten ionisieren können. Das hat man aber auch dann, wenn die Wand der Kammer so dick ist, daß sie der maximalen Reichweite der Elektronen in dem betreffenden Material entspricht. Mit solch dicken Kammern darf man daher in geringer Entfernung vom Präparat messen.

Daß die Albrechtsche Forderung, wonach Elektronen aller Geschwindigkeiten in der Kammer vorhanden sein müssen, nicht ausreicht, um unabhängig von der Wandstärke den maximalen Ionisationsstrom zu erhalten, zeigen bereits die Versuche mit dem 3 mm-Celluloidfilter, aus welchem natürlich Elektronen aller Geschwindigkeiten austreten und in der Kammer ionisieren. Auch bei vorhandenem 3 mm-Celluloidfilter wächst ja die Ionisation mit dicker werdender Kammerwand.

Bei der Messung in 10 cm Abstand Präparat-Elektrode kommt die dünnste Kammer von 0,01 mm Wandstärke also dem Ionisationswert für freie Luft am nächsten; dagegen mißt man mit den dickwandigen Kammern nicht die reine Luftionisation, sondern einen viel größeren Betrag.

Eine Bestätigung findet die für den Unterschied bei dick- und dünnwandiger Kammer gegebene Erklärung in der Tatsache, daß für g r ö ß e r e Entfernungen Präparat-Kammer die Differenz der Ionisationsströme g e r i n g e r wird. Untersucht wurde die Ionisation in einer Celluloidkammer von 0,3 mm Wandstärke, der eine Kappe von 4 mm dickem Celluloid aufgesetzt werden konnte. Die Kammer hatte ein Volumen von 112,3 cm^3 und erlaubte es, noch in 1,50 m Entfernung zu messen. Die vom Messingfilter ausgehenden Elektronen wurden nicht weggefiltert. Das Ergebnis zeigt Tabelle 3.

Der Unterschied zwischen dick- und dünnwandiger Kammer ist ein maximaler für die geringste Entfernung; er wird mit wachsender Entfernung immer geringer und beträgt im Abstande d = 1,50 m weniger als 1%.

Tabelle 3.

d in cm	Auflaufzeiten dünne Kammer	Auflaufzeiten dicke Kammer	Unterschied %
5	57,1*)	48,7	17,2
10	72,5	63,5	14,3
15	56,4	50,1	12,6
20	56,9	51	11,6
25	88,6	80	10,8
30	115	105,3	9,2
40	79	73,2	7,9
50	20,7	19,4	6,7
60	40,7	38,6	5,4
70	23,7	22,7	4.4
80	31,8	30,8	3,2
90	53,3	52,1	2,3
100	38,9	38,2	1,8
110	61,8	60,9	1,5
120	85,5	84,7	0,9
130	78,1	77,5	0,8
140	90,8	90,0	0,9
150	103,5	103	0,5

DAS ENTFERNUNGSGESETZ.

Radium-Messungen in r-Einheiten müßte man, um unabhängig von der Kammerwandstärke zu werden, in sehr großer Entfernung vom Präparat vornehmen. Das ist aber nur mit einem großen Radiumpräparat möglich; bei kleinem Präparat darf der Abstand Präparat-Elektrode nicht sehr groß gewählt werden, falls man noch einigermaßen gut meßbare Intensitäten erhalten will. Hier kommt dem Experimentator das Entfernungsgesetz zu Hilfe. Mißt man nämlich die Auflaufzeiten für verschiedene Abstände und trägt sie in ein Koordinatensystem mit quadratischer Ordinateneinteilung ein, so erhält man eine Kurve, die für geringe Abstände gekrümmt verläuft, für größere Entfernungen aber in eine g e r a d e Linie übergeht. Die beiden oberen Kurven der Fig. 6 zeigen das für 2 Kammern von 25 mm Innendurchmesser, 38 mm lichter Höhe und 18,76 cm^3 Volumen. Die obere Kurve gilt für die Kammer von 0,15 mm, die mittlere für die Kammer von 3,25 mm Wandstärke. Die zugehörigen Auflaufzeiten sind in Tabelle 4 Spalte 2 und 3 aufgestellt. Die Gerade, die durch den 0-Punkt geht, ist die Parallele zu den geradlinigen Teilen der beiden oberen Kurven. Sie stellt den Idealfall dar, wo das Quadratgesetz streng gilt und Präparat und Kammer beide punktförmig sind. Dieser Idealfall ist allen Messungen und Berechnungen zugrunde zu legen. Spalte 7 und 8 der Tabelle zeigen in Prozenten den Unter-

*) Die Zeiten in den senkrechten Spalten sind nicht miteinander vergleichbar, weil der Auflauf in verschiedenen Voltbereichen abgestoppt werden mußte.

schied zwischen wirklicher und idealer Auflaufzeit für die verschiedenen Entfernungen. Die Differenzen sind groß für geringe Entfernung und werden kleiner für große Abstände. Die Größe der Abweichung ist für die dickwandige Kammer wesentlich geringer als für die dünnwandige.

Tabelle 4.

d in cm	Auflaufzeit 0,15	Auflaufzeit 3,25	Differenz %	id. Zeit Zeit graph.	id. Zeit auf d = 20 cm bezogen	Differenz gegen Idealzeit in % 0,15	Differenz gegen Idealzeit in % 3,25
2	0,194	0,145	33,8				
3	0,452	0,351	28,8				
4	0,748	0,6	24,7				
5	1,143	0,93	22,9	0,66	10,56	73,2	40,9
6	1,55	1,275	21,6				
7	2,06	1,71	20,5				
8	2,49	2,11	18,0				
9	3,07	2,65	15,8				
10	3,59	3,13	14,7	2,62	10,48	37	19,5
11	4,29	3,74	14,7				
12	5,11	4,48	14,1				
14	6,61	5,85	13,0				
15	7,47	6,66	12,2	5,9	10,49	26,6	12,9
20	12,4	11,25	10,2	10,5	10,5	18,1	7,1
25	18,89	17,54	7,7	16,45	10,53	14,8	6,6
30	26,54	24,94	6,4	23,5	10,44	12,9	6,1
35	35,8	33,6	6,5				
40	46,1	43,9	5,0				
45	58,35	56,1	4,0	53	10,47	10,1	5,8
50	70,1	68,1	2,9				
60	100,2	97,2	3,1	94,1	10,46	6,5	3,3
				Mittel	10,49		

Es ist also auch möglich, in geringer Entfernung vom Präparat zu messen, wenn man die auf den Idealfall bezogene Korrektur anbringt. Untersuchungen in dieser Richtung haben Behnken und Jaeger (20) angestellt, indem sie das Entfernungsgesetz für Kammern von verschiedenen geometrischen Dimensionen prüften. Je nach der Größe der von ihnen benutzten Kammern fanden sie mehr oder weniger große Abweichungen vom Quadratgesetz.

MESSUNGEN MIT MEHREREN KAMMERN AUS LUFTMASSE VON GENÜGENDER WANDSTÄRKE.

Zur Berechnung des r-Wertes von 1 mgelh/cm wurden Messungen ausgeführt mit verschieden großen und gestalteten Kammern aus Luftmasse, die alle eine Wandstärke von etwa 4 mm hatten. Die Luftmasse war berechnet nach der Fricke-Glasserschen Formel und bestand

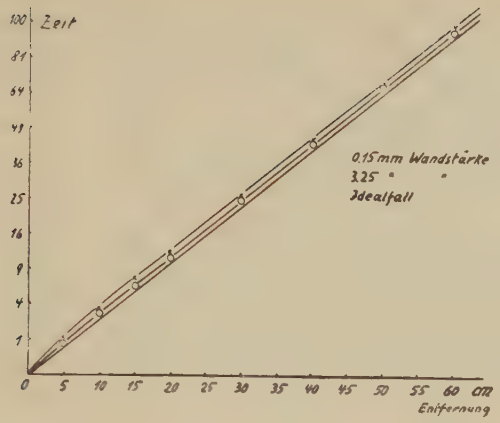

Fig. 6.

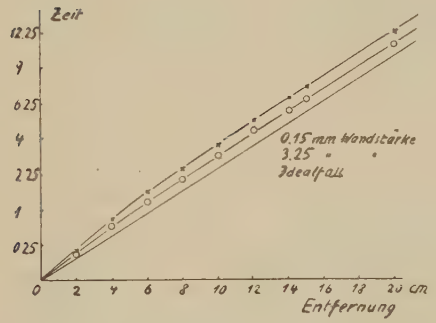

Fig. 6a.

aus 16,92 Teilen Magnesiumoxyd und 100 Teilen Graphit. Als Bindemittel diente Celluloid in einer Menge von etwa 2 Teilen, aufgelöst in Aceton. Celluloid hat ungefähr dieselbe effektive Ordnungszahl wie die Luft und gibt daher keinen schädlichen Einfluß. Das Gemisch aus Luftmasse und gelöstem Celluloid bildete eine zähflüssige Masse, die sich leicht in dünnen Lagen auf eine Form streichen ließ. Als Formen wurden Extraktionshülsen in verschiedenen Größen verwandt. Sobald eine Schicht Luftmasse trocken war, konnte jeweils eine neue aufgetragen werden. War eine genügend dicke Wand geschaffen und alles Aceton verdunstet, so wurde die Papierhülse in Wasser herausgewaschen. Das zylinderförmige Hohlgebilde aus Luftmasse war stabil genug, um sich auf der Drehbank weiter verarbeiten zu lassen. Es ließ sich sogar gut bis auf eine Wandstärke von weniger als 1 mm abdrehen.

Eine r-Wert-Messung mit der bereits erwähnten Kammer von 18,76 cm^3 Volumen und 3,25 mm Wandstärke ist im folgenden be-

schrieben. Der Eichwert bei Röntgenstrahlung betrug für einen Auflauf von 4,14 Volt R = 0,03347 r. Die Zeit für einen Auflauf von 3,36 Volt bei Bestrahlung mit 10,57 mgel Radium in 20 cm Entfernung war 399,2 Sekunden. Die vom Messingfilter ausgehenden Elektronen werden in der Kammerwand restlos absorbiert und liefern keinen Ionisationszusatz. Es ist daher

$$1 \text{ mgelh/cm} = \frac{0{,}03347 \cdot 3600 \cdot 400 \cdot 3{,}36}{10{,}57 \cdot 4{,}14 \cdot 399{,}5} \text{ r} = 9{,}27 \text{ r}$$

1 mgelh/cm = 9,27 r gilt für eine Kammer von 18,76 cm^3 Volumen und 3,25 mm Wandstärke, wenn sich das mit 1,25 mm Messing gefilterte Präparat in 20 cm Entfernung von der Elektrode befindet. Die Tabelle 4 auf S. 22 zeigt nun, daß sich für die Entfernung d = 20,0 cm wirkliche Auflaufzeit und Idealzeit zueinander verhalten wie 11,25 : 10,49. Daher verhalten sich die entsprechenden r-Werte umgekehrt wie die Zeiten.

$$r_{id} : r_{20} = 11{,}25 : 10{,}49$$

$$r_{id} = \frac{9{,}27 \cdot 11{,}25}{10{,}49} \cdot r = 9{,}94 \text{ r, Filter 1,25 mm Messing.}$$

Die Meßergebnisse, die mit den übrigen Kammern erzielt wurden, sind zusammengestellt in Tabelle 5.

Tabelle 5.

	Kammer Ø in mm	Kammer Volum cm 3	Eichwert bei Röntgenbestrahlung r	Eichwert bei Röntgenbestrahlung V-Aufl.	Radium-Messung d cm	Radium-Messung T sec.	Radium-Messung Volt-Auflauf	Radium-Messung R-Wert	Verhältnis T_d : T_{id}		r Wert
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	5	0,236	0,08788	V_1	10,1	397	V_1	7,60	—	—	—
2	7	0,5	0,04928	V_2	10	203,6	V_2	8,25	54,1	44,62	10
3	9	1,53	0,02997	V_3	10	114	V_3	8,95	119,6	106,93	10,01
4	10	2,08	0,03754	V_4	10	132,8	V_4	9,63	46	44,06	10,06
5	13	3,25	0,02289	V_5	10	82,6	V_5	9,44	50,1	46,89	10,09
6	15	4,36	0,0225	V_6	10	80,3	V_6	9,54	61,8	58,66	10,06
7	17	5,55	0,01077	V_7	10	41,9	V_7	8,75	37,6	32,35	10,07
8	25	18,76	0,03347	4,14	20	399,2	3,36	9,27	11,25	10,5	9,94
9	25	18,76	0,01407	1,74	20	116,7	0,99	9,34	31,4	29,36	9,99
10	33	41,07	0,05325	14,23	20	68,2	1,165	8,72	19,9	17,24	10,07
11	33	41,07	0,05325	14,23	20	70	1,2	8,74	22,5	18,41	10,13
12	48	112,3	0,01982	14,2	20	70,9	2,94	7,89	18,3	14,34	10,07
									Mittel	10,04	
13	25	18,76	0,0671	9,2	20	145,8	1.24	8,45	12,4	10,49	9,99
14	48	112,3	0,01998	14.2	30	74,0	1,425	8,3	33,5	28,2	9,87

1 mgelh/cm = 10,04 r

Filterung: 0,2 mm Platin-Iridium und 1,25 mm Messing. Dabei sind Präparat und Kammer als punktförmig angenommen.

Es wurden Kammern benutzt von 5 bis 48 mm Durchmesser mit Volumina von 0,236 cm^3 bis 112,3 cm^3. Die Eichwerte für Röntgenstrahlen enthält die Spalte 3 der Tabelle. Nur für die Kammern 8—12 konnte in einem festen Voltbereich gemessen werden. Bei den Kammern 1—7 waren die Ionisationsströme so gering, daß im labilen Schaltbereich des Elektrometers gearbeitet werden mußte, wo eine genaue Bestimmung der Spannungsdifferenz sehr schwierig war. Es wurde daher so vorgegangen, daß für jede Kammer abwechselnd 6 Radiummessungen und 3 Eichungen mit Röntgenstrahlen im gleichen Voltbereich vorgenommen, also für Röntgen- und γ-Strahlen gleich große Ionisationen (Aufladungen) gemessen wurden. Das wurde 6—8 mal wiederholt, so daß aus der Gesamtheit der Einzelmessungen, die niemals mehr als 3,2% voneinander abwichen, ein einigermaßen genauer Mittelwert gebildet werden konnte. Auf diese Weise wurden Fehler vermieden, die sich aus einer schlechten Spannungsmessung leichter hätten ergeben können. Die Spalte 8 enthält für jede Kammer den r-Wert, der für die in Spalte 5 angegebene Entfernung Präparat-Elektrode gilt. Man sieht leicht, wie man für einen gegebenen Abstand, z. B. d = 10 cm, einen Kammerdurchmesser angeben kann, für den der r-Wert ein Maximum wird. Für die Kammern kleineren Durchmessers entsteht der Ausfall durch die Nichtpunktförmigkeit des Präparats, während bei den größeren Kammern, wo das Präparat gegenüber den Kammerausmaßen als punktförmig gelten kann, ein Defizit dadurch zustande kommt, daß die Intensität der γ-Strahlen aus geometrischen Gründen in den Seitenteilen der Kammer geringer ist als in der Mitte. Das äußert sich auch in der Darstellung des Entfernungsgesetzes. Für die Kammer von 10 mm Durchmesser, die in ihrer Form und Gestalt dem Radiumpräparat am ähnlichsten war und die den maximalen r-Wert von 9,63 r lieferte, ist der Unterschied zwischen gemessener und idealer Auflaufzeit ein Minimum, und der geradlinige Teil der das Abstandsgesetz darstellenden Kurve beginnt bereits bei einer sehr geringen Entfernung Präparat-Elektrode (etwa bei d = 2 cm). Dagegen ist für die Kammern mit größerem und kleinerem Durchmesser der Unterschied zwischen gemessenem und Idealwert wesentlich erheblicher, und der geradlinige Teil der Kurve beginnt erst in einiger Entfernung (für die kleinste Kammer ist d = 8 cm, für die größte ist d = 9 cm). Ähnlich liegen die Verhältnisse auch für 2 Kammern gleicher Größe, aber verschiedener Wandstärke, wie das bereits in Fig. 6 dargestellt ist. Auch hier ist die Abweichung vom Idealfall für die dünnwandige Kammer von 0,15 mm sehr viel größer als für die dickwandige. Die prozentualen Abweichungen stehen in Spalte 7 und 8 der Tabelle 4. Das Entfernungsgesetz wirkt sich bei der dünnwandigen Kammer genau so aus, als wenn eine größere dickwandige an ihrer Stelle vorhanden wäre. Das ist auch leicht zu erklären. Während bei der dickwandigen Kammer die Ionisation im wesentlichen von den im Wandmaterial ausgelösten Elektronen verursacht wird, liefern bei der dünnen Kammer die in der Außenluft erzeugten Elektronen den Hauptbeitrag zur

Ionisation, und diese kommen aus einem sehr viel größeren Raumteil, als es das Kammervolumen ist. Der geradlinige Teil der Kurve beginnt, wie aus Fig. 6 zu ersehen ist, für die dickwandige Kammer bereits bei d = 4 cm, für die dünnwandige Kammer aber erst später. Leider kommt es in der kleinen Zeichnung nicht zum Ausdruck, daß die Kurve für die dünnwandige Kammer leicht konvex nach oben gewölbt ist. Die Krümmung rührt daher, daß außer der angenähert quadratischen Abnahme der Intensität für die Elektronen noch die Absorption nach dem Exponentialgesetz hinzukommt, während die analoge Abnahme für die γ-Intensität vernachlässigt werden kann. Bei dünnen Kammern erhält man den geradlinigen Teil erst für solche Entfernungen, wo die vom Präparat kommenden Elektronen an der Gesamtionisation keinen nennenswerten Anteil mehr haben. Damit die anzubringende Korrektur möglichst klein ausfällt, ist es nötig, in der größtmöglichen Entfernung zu messen. Die kleinste Kammer von 5 mm Innendurchmesser konnte zur Berechnung des idealen r-Wertes nicht herangezogen werden, weil es nicht möglich war, in größeren Abständen als 10 cm zu messen, die Entfernungskurve aber erst von d = 8 cm an gerade verläuft, so daß es nicht möglich war, für den Idealfall die Parallele zu dem geradlinigen Teil durch den 0-Punkt zu konstruieren. In Tabelle 5, Sp. 9, 10 sind für die Kammern 2—12 die Verhältnisse von gemessenen zu idealen Auflaufzeiten eingetragen; Sp. 11 enthält die korrigierten r-Werte. Als Ideal-Mittelwert wurde gefunden:

$$1 \text{ mgelh/cm} = 10{,}04 \text{ r}.$$

Dabei sind Radiumpräparat und Ionisationskammer als p u n k t förmig zu denken.

Die Messungen 9 und 11 wurden im Freien ausgeführt auf einem Platze, wo Präparat und Kammer sich in wenigstens 4,60 m Entfernung von der nächsten Wand befanden. Es wäre denkbar gewesen, daß bei der Messung in einem engen Raume Zimmerwände, Fußböden und Decke einen Streuzusatz geliefert hätten, der den r-Wert hätte fälschen können. Die gute Übereinstimmung zwischen den im Zimmer und den im Freien gefundenen Werten zeigt, daß das nicht der Fall ist und daß die Zimmerwerte ohne weitere Korrektur gebraucht werden dürfen.

Auch mit dünnwandigen Kammern muß sich die Messung der γ-Strahlen in r-Einheiten bis zu einem gewissen Grade der Genauigkeit durchführen lassen, wenn man bedenkt, daß alle Fehler, die sich aus irgendwelchen geometrischen Abmessungen ergeben, durch das Entfernungsgesetz eliminiert werden. Man braucht noch nicht einmal die von der Messingfilterung ausgehenden Sekundärelektronen herauszufiltern, da ihr Einfluß für größere Entfernungen verschwindet. Meßversuche wurden gemacht mit 2 Kammern von 0,15 mm und 0,3 mm Wandstärke. Die Ergebnisse zeigt Tab. 5, Zeile 13 und 14. Das Abstandsgesetz für die dünnste Kammer wurde bereits dargestellt in Fig. 6. Die r-Werte liegen zwar etwas tiefer als die vorigen Ergeb-

nisse. Der kleine Fehler dürfte jedoch der größeren Korrektur zuzuschreiben sein, die man an den mit solch dünnen Kammern gefundenen Werten anbringen muß.

VERGLEICH DES IDEALEN r-WERTES MIT DEN FRÜHEREN r-WERTEN.

Die meisten der in der Tabelle 1 zusammengestellten, von anderen Autoren gefundenen r-Werte sind als rein zufällige anzusprechen, weil sie in zu geringer Entfernung Präparat-Elektrode oder mit Kammern ungenügender Wandstärke gemessen wurden. Der Jaegersche Wert von 7,35 r ist aus der Eveschen Konstanten berechnet. Ihr liegen allerdings Messungen in größerer Entfernung (0,75—3 m) zugrunde. Deshalb hat der Jaegersche Wert größeren Anspruch auf Genauigkeit. Er gilt nur für die sehr harten Strahlen des Ra C und stützt sich auf Meßergebnisse von Eve (21) und Reitz (22), die mit 7 bzw. 6 mm Pb gefiltert haben. Denn die Evesche Konstante soll in erster Linie Bezug haben auf die sehr durchdringenden kosmischen Strahlen, die so hart sind, wie sie in der Therapie niemals verwandt werden. Bezugstemperatur für die Jaegersche Berechnung ist 0°, Normaldruck 760 mm Hg. Um einen Vergleich mit dem Jaegerschen Wert vornehmen zu können, wurde statt mit 1,25 mm Messing auch einmal mit 6 mm Pb gefiltert. Das Verhältnis der Ionisationsströme war dabei Messing : Blei = 1,424. Dem r-Wert von 10,04 r für 1,25 mm Messing entspricht dabei ein Wert von 7,05 r für 6 mm Pb. Die Übereinstimmung mit dem Eveschen Wert ist also leidlich gut. Die Werte von Friedrich, Zimmer und Schulze, die über 11 r liegen, dürften nicht der reinen γ-Strahlung entsprechen, da infolge der geringen Filterung auch β-Ionisation möglich ist. Bei Berücksichtigung der stärkeren Filter liegen die r-Werte genannter Autoren aber nahe bei den in dieser Arbeit gefundenen.

Auch der theoretische Wert von Mayneord ist nur mit Vorsicht zu gebrauchen. Denn zu seiner Berechnung sind Daten verwandt worden, über deren Größe noch keine vollkommene Klarheit herrscht. Es handelt sich hier sowohl um die Ablösungsarbeit in Volt/Ionenpaar als auch um den wahren Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlen in Luft und die in 1 cm^3 Luft steckengebliebene Energie.

ZUSAMMENFASSUNG.

Früher gefundene r-Werte für 1 mgelh/cm sind als zufällige anzusprechen.

Es ist grundsätzlich möglich, γ-Strahlen in r-Einheiten zu messen. Es wird eine Apparatur beschrieben, die solche Messungen mit Fingerhutkammern auszuführen gestattet. Die Messung mit der Fingerhutkammer ist aus technischen Gründen der Messung mit der

Faßkammer vorzuziehen. Im Röntgengebiet wellenlängenunabhängige Fingerhutkammern sind auch λ-unabhängig im Bereich der γ-Strahlen, wenn man in genügend großer Entfernung mißt. Wegen der großen Reichweite der in der Luft gebildeten Elektronen entstehen Fehler beim Messen in zu geringer Entfernung und bei Verwendung von Kammern ungenügender Wandstärke. Die Fehler lassen sich mit Hilfe des Entfernungsgesetzes korrigieren.

Für große Entfernungen ist die Ionisation unabhängig von der Kammerwandstärke.

1 mgelh/cm = 10,04 r, Filter 1,25 mm Messing.

Der r-Wert für 1 mgelh/cm ist wesentlich abhängig vom Filter.

Herrn Professor Dr. L. Grebe danke ich für seine stete Anteilnahme und für die freundliche Förderung der Arbeit.

LITERATURANGABE:

1. Jona, M.: Str. Th. 32, 1929, 775.
2. Glasser u. Mautz: Str. Th. 34, 1929, 845.
3. Braun, R.: Str. Th. 38, 1930, 11.
4. Mayneord, W. V.: British Journal of Rad., IV, 48, 693.
5. Neef, Th.: Med. Klin., 1934, 226.
6. Mayneord u. Roberts: Brit. J. of Rad., VII, 75, 158.
7. Jaeger, R.: Ph. Ztsch., 35, 1934, 273.
8. Failla u. Henshaw: Radiology, 1931, XVII, 1.
9. Friedrich, Zimmer u. Schulze: Str. Th. 51, 1934, 18.
10. Holthusen, H.: IV. Int. Rad. Kongr. Zürich 1934, II. Bd., 118.
11. Kaye u. Binks: IV. Int. Rad. Kongr. Zürich 1934, II. Bd., 124.
12. Murdoch u. Stahel: Str. Th. 53, 1935, 102.
13. Holthusen, H.: Str. Th. 46, 1933, 273.
14. Keßler u. Sluys: Str. Th. 31, 1929, 771.
15. Fricke u. Glasser: Ztschr. f. Ph., 29, 1924, 374.
16. Stahel, E.: Str. Th. 31, 1929, 582.
17. Kohlrausch, K. W. F.: Probleme der γ-Strahlung. Braunschweig 1927.
18. Braun u. Küstner: Str. Th. 32, 1929, 550.
19. Albrecht, E.: Str. Th. 42, 1931, 328; 45, 1932, 365.
20. Behnken u. Jaeger: Str. Th. 29, 1928, 483.
21. Eve, A. S.: Phil. Mag. 12, 1906, 189; 22, 1911, 551; 27, 1914, 394.
22. Reitz, A.: Ztsch. f. Phys. 69, 1931, 259.

Str. Th. = Strahlen-Therapie.

LEBENSLAUF

Geboren wurde ich, Fritz Schramm, am 30. Mai 1908 zu Sobernheim/Nahe als Sohn des Lithographen Friedrich Schramm und seiner Ehefrau Katharine geb. Enkelmann. Ich bin deutsch-arischer Abstammung und evangelischer Konfession. — Von Ostern 1914 bis Ostern 1917 besuchte ich die evangelische Volksschule zu Sobernheim, von Ostern 1917 bis Ostern 1923 die Realschule Sobernheim. Ich arbeitete vom 1. April 1923 bis 30. April 1926 im Bankfach. Meine Reifeprüfung bestand ich am 13. März 1928 an der Oberrealschule Oberstein-Idar nach 1½jährigem Besuch der Anstalt. Dann wandte ich mich dem Studium der Naturwissenschaften zu. Außer Physik und Mathematik hörte ich Vorlesungen über Biologie, Chemie, Geographie und Philosophie. Ich studierte im Sommer-Semester 1928 an der Universität Innsbruck, vom Winter-Semester 1928/ 29 bis Sommer-Semester 1934 an der Universität Bonn. Seit dem Sommer-Semester 1933 beschäftigte ich mich mit dem Gebiet der Röntgen- und Radiumstrahlen und mit der Anfertigung der vorliegenden Arbeit. Die mündliche Prüfung fand statt am 18. Dezember 1935.